Nicht für den Austausch

Physik

Intensitätsmessungen an der Hauptserie des Caesiums in einer Caesium-Neon-Entladung

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde
bei der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Schlesischen Friedrich-Wilhelm-Universität
zu Breslau

vorgelegt von

Margot Beutell
aus Santiago de Chile

1 9 3 9

Johann Ambrosius Barth in Leipzig

Referent: Prof. Dr. Schaefer
Korreferent: Prof. Dr. Fues

Examen rigorosum: 16. Februar 1938

Gedruckt mit Genehmigung
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Schlesischen Friedrich-Wilhelm-Universität
zu Breslau

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

D 2

Sonderdruck aus „Annalen der Physik“ 5. Folge Band 36, Heft 6. 1939
Printed in Germany

I. Einleitung

Zahlreiche experimentelle Arbeiten haben unter verschiedenen Versuchsbedingungen und mit verschiedenen Methoden das Ziel, die Intensitätsverhältnisse (IV) der Dublettkomponenten in der Caesiumhauptserie zu bestimmen. Die Ergebnisse dieser Arbeiten, sowie die Methoden, mit denen sie durchgeführt wurden, sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Die IV sind für die eng benachbarten Komponenten eines Multipletts, wie sie bei der Cs-Hauptserie vorliegen, nahezu gleich dem Verhältnis der Anzahlen $\mathfrak{N}$ der den Linien zugeordneten klassischen Dispersionselektronen, bzw. gleich dem Verhältnis der Stärken f der Ersatzoszillatoren:

$$IV = \mathfrak{N}_1 : \mathfrak{N}_2 = f_1 : f_2,$$
$$\mathfrak{N} = f \cdot N,$$

wobei N die Anzahl der Atome pro Kubikzentimeter im Grundzustand ist. Jede Methode, mit der $\mathfrak{N}$ gemessen werden kann, ist mithin für die Bestimmung der IV anwendbar. Wenn trotzdem die IV für die höheren Serienglieder nur aus Emissionsmessungen erhalten wurden, so liegt das an den großen experimentellen Schwierigkeiten, die speziell für schwache Spektrallinien eine Messung mit anderen Methoden bisher unmöglich gemacht haben.

Bei Emissionsmessungen, die experimentell durchführbar sind, treten jedoch methodische Schwierigkeiten auf: Die gemessenen IV ($IV_{\text{gem.}}$) sind nur im Gebiet der unendlich dünnen Schicht gleich den wahren $IV = \mathfrak{N}_1 : \mathfrak{N}_2$ ($IV_{\text{w.}}$), während in Gebieten, in denen Selbstabsorption auftritt, der Zusammenhang zwischen den $IV_{\text{gem.}}$ und $IV_{\text{w.}}$ nur unter ganz bestimmten experimentellen Bedingungen [vgl. die Arbeiten von Ladenburg, Reiche[1]), Schütz[2]) und van der Held[3])] bekannt ist.

1) R. Ladenburg u. F. Reiche, Ann. d. Phys. **42**. S. 181. 1913.
2) W. Schütz, a. a. O.
3) E. F. M. van der Held, Ztschr. f. Phys. **65**. S. 189. 1930.

Tabelle 1

Hauptquantenzahl	Gliednummer	IV	Beobachter	Methode
7	2	4,07	Roschdestvenski [1])	Dispersion
		4,27	Minkowski [2])	Magnetorotation
		3,85	Rasetti [3])	„
		4,15	Kohn-Jakob [4])	Emission
		0,7—4,0	Filippow [5])	„
		5,0	Sambursky [6])	„
		5,5	Bleeker [7])	„
		3,3	Füchtbauer [8])	„
		3,4	Schütz [9])	Absorption
		4,34	Fermi [10])	Theorie
8	3	7,4	Roschdestvenski [1])	Dispersion
		8,71	Kohn-Hübner [11])	Emission
		10	Sambursky [6])	„
		5,6	Füchtbauer [8])	„
		7,19	Fermi [10])	Theorie
9	4	9,1	Roschdestvenski [1])	Dispersion
		15,5	Sambursky [6])	Emission
		14,95	Fermi [10])	Theorie
10	5	25,0	Sambursky [6])	Emission
11	6	15,8	„	„
12	7	5,7	„	„
13	8	4,5	„	„

Ein Vergleich der aus Emissionsmessungen erhaltenen Werte in Tab. 1 zeigt, daß nur bei einem Teil der Arbeiten Übereinstimmung erzielt wurde, d. h. daß nicht alle angegebenen IV den $IV_{w.}$ entsprechen können. So ist es auch fraglich, ob die von Sambursky gemessenen IV, die zunächst einen Anstieg und vom 6. Glied [12]) einen Abfall des IV mit der Gliednummer zeigen, die Abhängigkeit des wahren IV mit der Gliednummer wiedergeben.

1) D. Roschdestvenski, Trans. opt. Inst. Petrograd II, **13**. S. 1. 1921.
2) R. Minkowski, Ztschr. f. Phys. **63**. S. 198. 1930.
3) F. Rasetti, N. Cim. **1**. S. 115. 1924.
4) H. Kohn u. H. Jakob, Phys. Ztschr. **27**. S. 819. 1926; H. Jakob, Ann. d. Phys. **86**. S. 449. 1928.
5) A. Filippow, Ztschr. f. Phys. **36**. S. 477. 1926; **42**. S. 495. 1927.
6) S. Sambursky, Ztschr. f. Phys. **49**. S. 734. 1928.
7) W. Bleeker, Ztschr. f. Phys. **52**. S. 808. 1929.
8) Chr. Füchtbauer, Ann. d. Phys. **43**. S. 96. 1914; [5] **3**. S. 359. 1929.
9) W. Schütz, Ztschr. f. Phys. **64**. S. 682. 1930.
10) E. Fermi, Ztschr. f. Phys. **59**. S. 680. 1930.
11) H. Kohn u. H. J. Hübner, Phys. Ztschr. **34**. S. 278. 1933; H. J. Hübner, Ann. d. Phys. [5] **17**. S. 781. 1933.
12) F. Waibel, Ztschr. f. Phys. **53**. S. 459. 1929.

In der vorliegenden Arbeit, die als Breslauer Dissertation 1933—1937 ausgeführt wurde, ist die Untersuchung der IV der höheren Hauptserienglieder des Caesiums geplant, im Anschluß an die in Breslau ausgeführte systematische Reihe von Arbeiten von Kohn, Jakob und Hübner[1]). In den genannten Arbeiten wurden die IV für das 2. und 3. Glied aus Emissionsmessungen nach der photographisch-photometrischen Methode bestimmt; als Lichtquelle wurden hierbei mit Cs-Salz gefärbte Flammen benutzt. Um ausreichende Intensitäten für die schwachen Komponenten der höheren Serienglieder zu erreichen — sei es durch höheren Dampfdruck oder durch eine stärkere Besetzung der Ausgangsniveaus für diese Glieder — wurde in der vorliegenden Arbeit die Säule einer Cs–Neon-Entladung als Lichtquelle verwendet.

Damit ergab sich als erstes Ziel der Untersuchung die Prüfung der für die Messung der wahren IV maßgebenden Gesichtspunkte, die bisher nur an Temperaturstrahlern vorgenommen ist, an einem Lumineszenzstrahler durchzuführen.

II. Allgemeine Grundlagen der Meßmethode

Die Intensität einer Spektrallinie ist nach dem Kirchhoffschen Gesetz unter Benutzung des Wienschen Strahlungsgesetzes:

$$E = A \frac{hc^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{k} \cdot \frac{1}{\lambda T_A}}, \tag{1}$$

hierbei ist A das Kirchhoffsche Absorptionsvermögen[2]), T_A die thermische Temperatur des Strahlers. Die Gl. (1), die für die Temperaturstrahler aufgestellt ist, hat ganz allgemeine Gültigkeit, sobald man unter T_A die Anregungstemperatur der einzelnen Spektrallinie versteht[3]).

Die Anregungstemperatur ist für Temperaturstrahler identisch mit der thermischen Temperatur, während sie für Lumineszenzstrahler lediglich ein Maß für die relativen Besetzungszahlen der Anregungsniveaus der entsprechenden Linie ist.

---

1) H. Kohn, H. Jakob u. H. J. Hübner, a. a. O.

2) Das Kirchhoffsche Absorptionsvermögen ($\mathfrak{A}$) ist definiert durch

$$\mathfrak{A} = \frac{1}{2\delta} \int_{\nu_0-\delta}^{\nu_0+\delta} (1 - e^{-A(\omega) l}) \, d\omega = \frac{A}{2\delta},$$

wenn δ die Breite der Spektrallinie ist. Gemäß der Gl. (2) unterscheidet sich das Absorptionsvermögen $\mathfrak{A}$ von der Gesamtabsorption A nur um einen konstanten Proportionalitätsfaktor, auf den es im folgenden nicht ankommt. Es braucht demgemäß im folgenden zwischen $\mathfrak{A}$ und A nicht unterschieden zu werden.

3) F. Reiche, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **15**. S. 3. 1913.

Die Gesamtabsorption A ist definiert als:

$$A = I_0 \int (1 - e^{-A_0(\omega) \cdot l}) \, d\omega , \tag{2}$$

(I_0 auffallende Intensität im Intervall $d\omega$, $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ = Frequenz, $A_0(\omega)$ Absorptionskonstante, l Schichtdicke).

Das Integral aus Gl. (2) ist bisher — durch Näherungsmethoden und graphische Integration[1]) — berechnet worden für den Fall, daß die Absorptionskonstante durch eine Überlagerung von Dispersions- und Dopplerverteilung in den Linien gegeben ist. Die Theorie ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen, die an Flammen durchgeführt wurden.

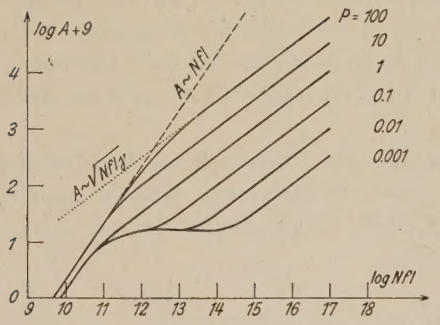

Abb. 1. Theoretische Kurven $A = \varphi(Nfl)$ für verschiedene Werte des Parameters P

Das Ergebnis der theoretischen Rechnungen ist in Abb. 1, die aus Arbeiten von Schütz, van der Held und Hübner zusammengestellt wurde, aufgezeichnet. Die Ordinate ist $\log A$, die Abszisse $\log \mathfrak{N} \cdot l$ und der Parameter P der Kurvenschar der Quotient aus der Dämpfungsbreite γ und der Doppelbreite b; $P = \frac{\gamma}{b}$.

In der logarithmischen Darstellung erkennt man ohne weiteres die drei auftretenden Gebiete:

1. Das Gebiet der unendlich dünnen Schicht: Für kleine $N \cdot f \cdot l$-Werte ist $A \sim N \cdot f \cdot l$, also $IV_{\text{gem.}} IV_{\text{w.}}$.

2. Das Wurzelgebiet: Für große $N \cdot f \cdot l$-Werte is $A \sim \sqrt{N \cdot f \cdot l \cdot \gamma}$.

Im Gegensatz zum Gebiet der unendlich dünnen Schicht ist A abhängig von der Dämpfungsbreite. Die Proportionalität zwischen A und $\sqrt{\mathfrak{N}}$ ist nur vorhanden, wenn die Dämpfungsbreite γ unabhängig von $\mathfrak{N}$ ist, wie es z. B. bei hinreichend großem Fremdgasdruck der Fall ist.

Im Wurzelgebiet ist also unabhängig vom Dampfdruck $IV_{\text{gem.}} = \sqrt{IV_{\text{w.}}}$, sofern γ für die zu vergleichenden Linien denselben Wert hat.

3. Ein Übergangsgebiet, dessen Beschaffenheit und Ausdehnung vom Parameter abhängt. In diesem Gebiet besteht kein einfacher Zusammenhang zwischen $IV_{\text{gem.}}$ und $IV_{\text{w.}}$.

Da das Gebiet der unendlich dünnen Schicht meist nicht zu verwirklichen ist, kommt es praktisch darauf hinaus, die Intensitätsmessungen im Wurzelgebiet auszuführen. Das Wurzelgebiet erkennt man an der Unabhängigkeit des $IV_{\text{gem.}}$ von $\mathfrak{N}$ für große Zentrenzahlen. Es braucht im logarithmischen Maßstab keineswegs durch eine Gerade mit der Neigung $^1/_2$ dargestellt zu sein, da sich bei Verändern des Dampfdruckes die Dämpfungsbreite mit ändern

1) R. Ladenburg u. F. Reiche, W. Schütz, E. F. M. van der Held, a. a. O.

kann und die Kurven $\log I = \varphi(\log \mathfrak{N})$ einen Schnitt durch die Geradenschar darstellen (vgl. Abb. 1); der Schnitt wird steiler verlaufen als die Geradenschar, da die Dämpfungsbreite mit zunehmendem Dampfdruck wächst.

Die experimentellen Untersuchungen am Breslauer Institut wurden bisher an mit Caesiumsalzen gefärbten Flammen ausgeführt. Da die schwachen Komponenten des 4. Gliedes bereits Belichtungszeiten bis zu 20 Stunden erforderten, wurde in dieser Arbeit ein Caesium–Neon-Entladungsrohr als Lichtquelle verwendet.

Eine solche Gasentladung hat gegenüber der Flamme von vornherein verschiedene Vorteile:

Erstens kann die Dampfdichte und damit die Intensität durch Temperaturerhöhung, also durch einfaches Nachheizen, in weitem Maße gesteigert werden.

Zweitens ist die Messung des Dampfdruckes und damit die Bestimmung von N durch eine Temperaturmessung gegeben.

Drittens kann die Stärke der Anregung und damit die Intensität durch Erhöhung der Stromstärke in ziemlich weiten Grenzen gesteigert werden.

Viertens ist der Verbrauch an Caesium gering.

Aber natürlich muß man sich auch über die prinzipiellen Unterschiede im klaren sein. Zunächst ist eine Gasentladung kein Temperaturstrahler, da die Anregung der Niveaus im wesentlichen durch Elektronenstoß erfolgt, und man muß eigentlich, um aus dem Emissionsvermögen das Absorptionsvermögen zu bestimmen, für jede Linie die Umkehrtemperatur kennen.

Leider war es technisch unmöglich, aus dem Cs-festen Spezialglas, aus dem die Rohre bestanden, klare schlierenfreie Fenster anzufertigen. Eine einwandfreie optische Abbildung durch das Rohr hindurch, wie sie für die Messung der Anregungstemperatur mit Hilfe der Umkehrmethode[1]) nötig ist, war daher nicht zu erzielen, und es mußte auf die Messung der Anregungstemperatur verzichtet werden. Jedoch zeigen die Umkehrmessungen von Mohler[2]) an sehr ähnlichen wie den hier verwendeten Caesiumrohren, daß bereits bei einer Stromstärke von 2 Amp. und einem Caesiumdruck von 0,37 mm Hg ein gutes Temperaturgleichgewicht in der Caesium-Hauptserie vorhanden ist, d. h. die Verteilung der Caesiumatome auf die den Linien zugeordneten Niveaus kann durch eine Boltzmannfunktion mit einer einheitlichen Anregungstemperatur dargestellt werden. Bei einer Stromstärke von 2 Amp. und 0,35 mm Caesium

1) H. Kohn, Phys. Ztschr. **29**. S. 49. 1928; **33**. S. 957. 1932.

2) F. L. Mohler, Bur. Stand. J. Research Nr. **16**. S. 227. 1936; Nr. **535**. S. 357. 1937.

liegen z. B. die Anregungstemperaturen des 2. – 5. Hauptseriengliedes zwischen 2160 und 2115° K. Bei höheren Stromstärken und höheren Dampfdrucken werden die Anregungstemperaturen noch näher beieinander liegen, und man kann voraussetzen, daß um so mehr die Anregungstemperaturen der Komponenten *eines* Gliedes die gleichen sind.

Ferner sind die oben besprochenen Rechnungen lediglich für eine Überlagerung von Doppler- und Dispersionsverteilung in den Linien durchgeführt. In der Gasentladung sind die Breiten der Linien in stärkerem Maße als in der Flamme durch molekulare elektrische und magnetische Felder bedingt. Von welcher Größenordnung diese Effekte sind, ist nicht bekannt. Daher muß zuerst untersucht werden, ob auch in der Gasentladung das „Wurzelgebiet" auftritt, oder allgemeiner, ob auch in der Gasentladung ein „Grenzgebiet" für hohe Zentrenzahlen existiert, in dem erstens die gemessenen IV unabhängig vom Dampfdruck sind und zweitens ein einfacher Zusammenhang zwischen den gemessenen IV und dem $IV_{w.}$ des 2. und 3. Gliedes besteht; die $IV_{w.}$ dieser Glieder sind nach früheren Messungen bekannt.

III. Versuchsanordnung und experimentelle Durchführung der Meßmethode

1. *Die Caesiumrohre und der Ofen.* Die Cs-Rohre wurden von der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung bezogen, der ich auch an dieser Stelle für die große Bereitwilligkeit danken möchte, mit der sie, soweit es technisch möglich war, auf alle speziellen Wünsche eingegangen ist.

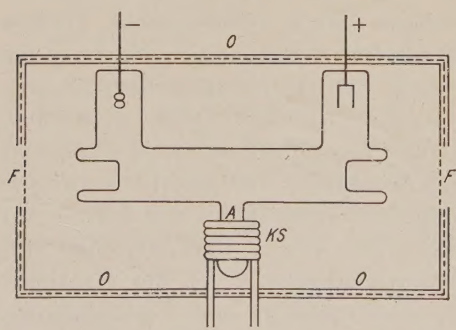

Abb. 2. Entladungsrohr mit Ofen *O*. *F* Fenster, *KS* Kühlspirale, *A* Ansatz

Die Form und Größe der Rohre sowie des Ofens, in dem sich die Rohre bei den Messungen befanden, sind aus Abb. 2 zu ersehen. Die Schenkel der Rohre waren so lang, daß der Kathoden- und Anodenfall auf sie beschränkt blieb, so daß längs des horizontalen Teiles, der für die Messungen benutzt wurde, ein gleichmäßiger Spannungsgradient vorhanden war. Die Kathodenwendel wurde nicht nachgeheizt, da sie durch die Stoßverluste der Ionen genügend er-

hitzt wurde. Das Caesium befand sich im Ansatz A, der im Ofen kühler gehalten werden konnte, damit der Cs-Dampfdruck und damit N durch die Temperatur des Ansatzes gegeben war. Diese wurde mit einem Pallaplat-Thermoelement von Heraeus und einem Siemensschen Türmchen-Millivoltmeter gemessen. Außerdem wurde die Temperatur in der Mitte und an den Enden des Rohres mit Quecksilberthermometern gemessen, deren Skalen an das Pallaplatelement angeschlossen waren.

Um eine Selbstumkehr in den Linien zu vermeiden, wurden für die Rohre Fenster verwendet, die in die Entladungsbahn hineinragen und von dieser umspült werden. Damit wird erreicht, daß die Strahlung, die aus der Entladung kommt, direkt durch das Fenster austritt und nicht erst eine kalte unangeregte Dampfschicht durchsetzen muß.

Die Rohre bewährten sich sehr gut. Sie hatten eine Brenndauer von 200—250 Std., so daß mit jedem eine größere Anzahl von Meßreihen, die ohne Unterbrechung 14—26 Std. dauerten, ausgeführt werden konnte. Nach dieser Zeit wurden die Rohre, auch wenn sie noch zündeten, für die Messungen unbrauchbar.

Einige, die bei besonders hohen Temperaturen und Stromstärken gebrannt hatten, zeigten eine Trübung und bräunliche Verfärbung der Fenster, deren Durchlässigkeit besonders für die ultravioletten Linien stark nachließ. Bei anderen Rohren trat eine Intensitätsabnahme *aller* Cs-Linien auf. Bei diesen Rohren war das metallische Cs, das sich sonst durch die Unterkühlung im Zäpfchen befand, bis auf geringe Spuren verschwunden, und der Caesiumdampf war nicht mehr gesättigt; denn die Neonlinien traten selbst bei hohen Temperaturen, die einem Sättigungsdruck von 10 mm Caesium entsprechen, noch auf, d. h. aber, wie später ausführlich dargelegt wird, es ist nicht einmal ein Caesiumdruck von 1 mm Hg vorhanden. Ob das Caesium durch die Glaswand hindurch diffundiert oder ob es eine Verbindung mit dem sehr alkaliarmen Glas eingeht, konnte noch nicht festgestellt werden.

Der elektrische Ofen, in dem sich die Rohre bei den Messungen befanden, wurde in der Institutswerkstatt hergestellt. Er bestand aus einem Zylinder mit aufschraubbaren Stirnwänden aus Kupferblech. Die Fenster in den Stirnflächen waren aus Quarzglas. Die bifilare elektrische Wicklung wurde zwischen Asbest ausgeführt. Sie befand sich zum größten Teil auf den Enden des Zylinders, wodurch ein gutes Temperaturgleichgewicht erzielt wurde, obwohl die mit Asbest belegten Stirnflächen nicht geheizt wurden. Über den Ansatz des Rohres, in dem sich das Caesium befand, wurde

eine aus Kupferrohr gewickelte Spirale gestülpt, deren Enden aus dem Ofen herausragten, und es konnte eine beliebige Unterkühlung des Zäpfchens erzielt werden dadurch, daß man mehr oder weniger Preßluft durch das Rohr strömen ließ.

Im allgemeinen genügte der Temperaturunterschied, der allein schon durch die aus dem Ofen herausragenden Kupferteile bewirkt wurde. Selbstverständlich wurde die Kupferspirale gegen den übrigen Ofen thermisch isoliert.

Der Ofen stand auf einer optischen Schiene, an deren Enden Stellschrauben angebracht waren, die eine exakte Justierung des Ofens und damit des Rohres in vertikaler und horizontaler Richtung zuließen.

Abb. 3 zeigt die Abhängigkeit der Rohrspannung von der Temperatur. Die Spannung am Rohr sinkt zunächst mit zunehmen-

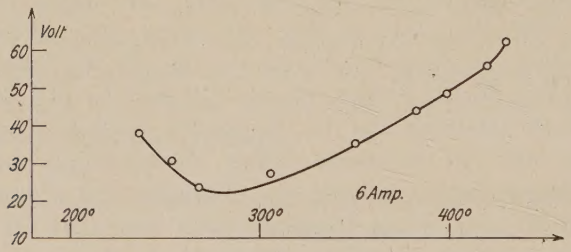

Abb. 3. Abhängigkeit der Rohrspannung von der Temperatur

der Temperatur, bis die Entladung völlig auf das Caesium übergegangen ist und steigt dann mit der Temperatur.

2. *Der optische Aufbau und die photographisch-photometrische Methode.* Die Intensitätsmessungen wurden photographisch-photometrisch durchgeführt. Für die Aufnahmen stand der große Quarzspektrograph von Schmidt und Haensch zur Verfügung, dessen Lineardispersion ausreicht, um die Dublettkomponenten der Caesium-Hauptserie bis zum 7. Glied zu trennen. Die Intensität der schwachen Komponente des 7. Gliedes war jedoch so gering, daß auf die Messung dieser Linie verzichtet wurde; selbst bei hohen Dampfdrucken und Stromstärken waren Belichtungszeiten bis zu 12 Std. nötig, um die Linie auf der Platte zu erkennen. Die schwache Komponente des 8. Gliedes verursachte selbst bei diesen Belichtungszeiten keine Schwärzung auf der Platte.

Da die Dubletts deshalb nur bis zum 6. Glied getrennt zu werden brauchten, konnte mit einer Spektrographenspaltbreite von 0,06 mm gearbeitet werden. Das hat den Vorteil, daß die Linien nicht aufgelöst sind, sondern abgesehen von ganz schmalen Rand-

partien als gleichmäßig ausgeleuchtete Spaltbilder eine gleichmäßige Schwärzung auf der Platte hervorrufen. Um ein Maß für die Gesamtintensität der Linien zu haben, ist es dann nur notwendig, die Gesamtintensität eines bestimmten Bereiches (der z. B. beim Photometrieren durch den Photometerspalt gegeben ist) zu messen.

Für die Aufnahmen wurden Agfa Orange- und Agfa Isochromplatten verwendet.

Die Schwärzungsmessungen wurden mit einem lichtelektrischen Registrierphotometer von Koch-Goos, Modell 1927, ausgeführt. Die Intensitäts-Schwärzungsmarken wurden mit der schon von Hübner[1]) benutzten Beleuchtungseinrichtung hergestellt. Sie besteht aus einer Kombination von Platin-Stufenabschwächer und Plankonvexlinse, die sich unmittelbar vor dem Spektrographenspalt befinden, und einer Osram-Kleinkinolampe (maximal 12 Volt, 100 Watt). Die Kinolampe wird mit der Plankonvexlinse und dem Kollimatorobjektiv direkt auf das Kameraobjektiv abgebildet. Mit dieser Anordnung wird der Spektrographenspalt in einer Höhe von 18 mm völlig gleichmäßig beleuchtet, die Höhe des benutzten Stufenabschwächers betrug nur 15 mm. Um die großen Intensitätsunterschiede der Komponente messen zu können, wurde das Cäsiumspektrum ebenfalls mit dem Stufenabschwächer aufgenommen. Die gleichmäßige Beleuchtung des Spektrographenspaltes wurde hierbei durch eine ähnliche Abbildung wie oben erzielt. Der Caesiumbogen wurde zunächst an den Ort der Kinolampenwendel mit einer Konvexlinse abgebildet und dann dieses Bild als Lichtquelle an Stelle der Kinolampenwendel benutzt. Diese Abbildung bewährte sich ebenfalls sehr gut. Die Intensität war über die gewünschte Höhe des Spektrographenspaltes völlig gleichmäßig und wurde bei jeder neuen Justierung der Rohre wieder geprüft; die Caesiumlinien wurden hierbei ohne Stufenabschwächer aufgenommen und über die gesamte Höhe photometriert.

Der Platinstufenabschwächer wurde sorgfältig photographisch-photometrisch an den Wellenlängen 460, 387, 369, 347, 339, 334 und 330 mμ geeicht, die den Cs-Linien des 2.—8. Gliedes entsprechen. Eine Selektivität der Durchlässigkeit trat in diesem Gebiet nicht auf. Die fünf bestäubten und die oben und unten befindliche unbestäubte Stufe überbrückten einen Bereich von 100—4%. Um das Streulicht, das vom langwelligen Teil der Spektren herrührte, zu beseitigen, wurde mit Vorsatzfiltern gearbeitet: Für das 2. und 3. Glied mit einem Flüssigkeitsfilter von Cuprotetraminsulfat, für die kurzwelligen Glieder mit einem Uviolglasfilter.

---

1) H. J. Hübner, a. a. O.

Auf jeder Platte wurden drei Cs-Spektren bei verschiedenen Versuchsbedingungen und zwei Kinolampen-Spektren aufgenommen; die Kinolampen-Spektren werden an verschiedenen Stellen der Platte aufgenommen, um einmal die Gleichmäßigkeit der photographischen Schicht zu kontrollieren und zum andern die Schwärzungskurven mit größerer Genauigkeit als bei einer Aufnahme festlegen zu können. Dies war erwünscht, da die Kinolampe als konstante Bezugslichtquelle für alle Cs-Linien bei allen Versuchsbedingungen diente. Später wurde das Spektrum der Kinolampe an eine von der PTR geeichte Wolfram-Bandlampe angeschlossen. Die Cs-Spektren zeigen besonders bei höheren Drucken und Stromstärken einen starken kontinuierlichen Grund, dessen Intensität ebenfalls sorgfältig ausgemessen wurde, da sie bei Auswertung der Intensitäten in Rechnung gesetzt werden muß.

IV. Die Messungen und ihre Ergebnisse

1) *Orientierende Versuche.* Die ersten Rohre wurden mit Wechselstrom betrieben, sie hatten zwei Wendeln als Elektroden und waren mit einem Neon vom Druck 3 mm Hg gefüllt.

Der Wechselstrom erwies sich für diese Untersuchungen als ungeeignet, da die $I\,V_{\text{gem.}}$ von der Effektivstromstärke abhängig waren und durch die Überlagerung der vielen Stromphasen eine völlig unnötige Unsicherheit hereinkam.

Nur ein interessantes Ergebnis bei den Wechselstromrohren sei hier kurz besprochen. Es fiel schon visuell auf, daß das $I\,V$ beim blauen Dublett im Kathoden-Glimmlicht bedeutend größer war als in der Entladungssäule. Deshalb wurden für das Glimmlicht mit verschiedenen Rohrstromstärken I_R ohne nachzuheizen Aufnahmen gemacht, um die $I\,V$ für das 2. Glied quantitativ auszuwerten.

Die Ergebnisse sind in der Tab. 2 und Abb. 4 zusammengestellt.

Tabelle 2

I_R in Amp.	1,35	2,00	2,48	3,00	3,50	4,60
$I\,V_{\text{gem.}}$	15,00	6,31	4,96	4,30	3,55	2,30

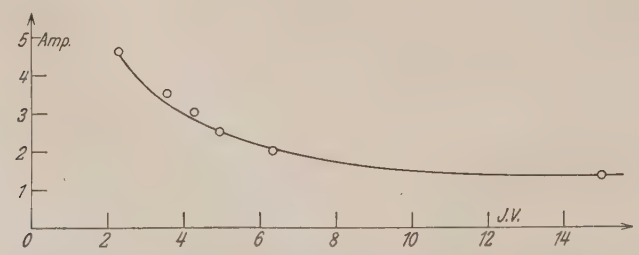

Abb. 4. Abhängigkeit des gem. $I\,V$ für das 2. Glied (im Kathodenglimmlicht) von der Stromstärke

Die großen IV für die kleinen Stromstärken sind erstaunlich. Auf die Selbstumkehr und Selbstabsorption sind sie jedenfalls nicht zurückzuführen, da diese Vorgänge die stärkere Komponente in stärkerem Maße schwächen und das IV herabsetzen. Die hohen IV sind vielleicht durch eine völlig verschiedene Stärke der Anregung für die Komponenten bei den Anregungsbedingungen im Glimmlicht zu erklären.

Die Gleichstromrohre hatten eine Wendel als Kathode und eine Hohlzylinder-Anode. Die ersten waren mit Neon von 3 mm Druck gefüllt.

Es wurden zunächst Aufnahmen über ein möglichst großes Dampfdruckgebiet gemacht, und zwar bei Rohrstromstärken von 0,9; 2,5; 40; 5,5 und 8,5 Amp. Nach unten war dies Gebiet durch die Temperatur des Rohres bei ungeheiztem Ofen begrenzt, nach oben dadurch, daß für hohe Dampfdichten die Entladung in die Hochdruckentladung überging. Dies machte sich rein äußerlich durch ein Zusammenschnüren der Entladungsbahn bemerkbar, die Fenster wurden nicht mehr umspült, und die Linien wiesen jetzt eine starke Selbstumkehr auf. Die Linien wurden zudem so stark verbreitert, daß die Selbstumkehr trotz der großen Spaltbreite von 0,06 mm nun gut zu erkennen war. Sie war merkwürdigerweise bei allen starken Komponenten bis zum 6. Glied gut zu beobachten, während sie bei keiner schwachen Komponente selbst bei einer Spaltbreite von 0,005 mm zu sehen oder auszumessen war. Die Intensität der schwachen Komponente des 2. Gliedes ist dabei größer als die Intensität der starken Komponente des 4., 5. und 6. Gliedes. Oft trat hierbei auch eine durchaus reproduzierbare Doppelselbstumkehr auf, zumindest ein scheinbares Aufspalten der starken Komponente in drei Linien, die als solche gedeutet wurde. In der Hochdruckentladung wurde außerdem die Intensität der Linien der verbotenen Nebenserien $1s - md$ und $1s - mf$ bedeutend stärker als in der Niederdruckentladung. Das Dampfdruckgebiet, das für die Messungen benutzt werden konnte, lag zwischen 0,005 und 10 mm Hg, entsprechend einer Temperatur von 160 bis 350°. Es wurden in diesem Gebiet bei 6 verschiedenen Dampfdrucken Aufnahmen gemacht. Bei jedem Dampfdruck wurden hintereinander zwei Aufnahmen belichtet, die eine mit kurzen Belichtungszeiten für das 2. und 3. Glied, die andere mit Belichtungszeiten bis zu 2 Stunden für das 4. und 5. Glied.

Die Ergebnisse dieser Aufnahmen waren bei den kleinen Stromstärken sehr unbefriedigend. Es zeigte sich weder ein Konstantwerden der gemessenen IV noch irgendeine systematische Abhängigkeit der Intensitäten vom Dampfdruck. Günstiger waren die Stromstärken von 5,5 Amp. und höher.

In der Abb. 5 sind die gemessenen Punkte für das 2.—5. Serienglied bei Stromstärken von 4,0 und 5,5 Amp. aufgezeichnet, als Abszissen die $\log N$, wie sie sich aus den Temperaturen des Rohres und Zäpfchens mit Benutzung der Krönerschen[1]) Dampfdruckkurve ergeben, als Ordinaten die Logarithmen der Intensitäten, die relativ zur Kinolampe gemessen sind. Das Neonleuchten war erst beim vierten Meßpunkt völlig verschwunden, und man erkennt, daß in dem Bereich, in dem die Caesiumentladung noch nicht vorherrschend ist, die gemessene Intensität der Caesiumlinien durch die Neonentladung beeinflußt wird. Der Abfall der Intensität mit zunehmendem Cs-Druck ist hier durch die starke Abnahme der Anregungstemperatur bewirkt.

Die Anregungsenergie ist von der kinetischen Energie der Elektronen, also auch von der „Elektronentemperatur" abhängig. Diese ist wegen der

1) A. Kröner, Ann. d. Phys. **40**. S. 440, 1912.

großen freien Weglänge der Elektronen im Neon um eine Zehnerpotenz größer als im Caesium (etwa 30000° für Ne und etwa 3000° K für Cs); bei kleinen Cs-Drucken bis zu 0,7 mm Hg ist sie noch nicht wesentlich durch die wenig vorhandenen Cs-Atome herabgedrückt, während bei großen Cs-Drucken die

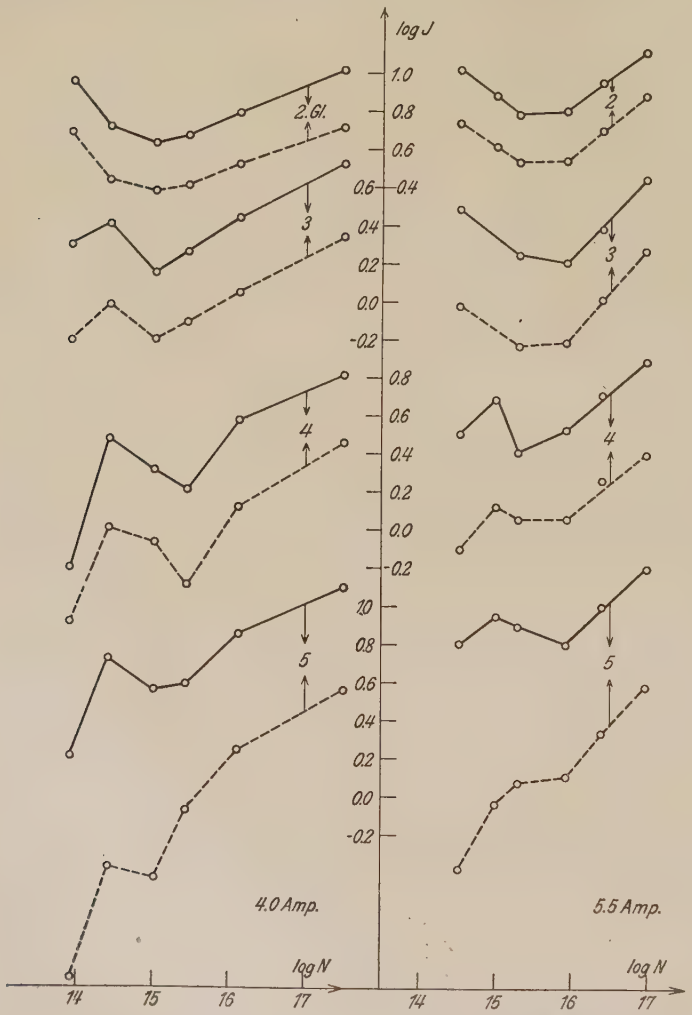

Abb. 5. Abhängigkeit der Intensität von der Anzahl der Atome im Kubikzentimeter für das 2.—5. Dublett (——— starke, – – – – schwache Komponente bei Entladungsstromstärken von 4,0 und 5,5 Amp.

niedrige Elektronentemperatur im Caesium maßgebend ist. Das Emissionsvermögen nimmt daher in diesem Gebiet trotz des größer werdenden Absorptionsvermögens ab.

Für die letzten drei Meßpunkte ist bei einer Entladungsstromstärke von 4 Amp. für das 2. und 3. Glied, bei einer Stromstärke von 5,5 Amp. für das

2.—5. Glied, ein Parallelwerden der logarithmischen Intensitätskurven zu bemerken, die $I\,V_{\text{gem.}}$ sind also in einem besimmten Gebiet unabhängig von der Zentrenzahl. Die letzten drei Punkte bei einer Stromstärke von 5,5 Amp. liegen zudem auf Geraden, die für die Mehrzahl der gemessenen Linien fast die gleiche Neigung haben, eine Neigung, die flacher ist, als es der Neigung der Kurven des Wurzelgebietes (vgl. S. 536) selbst bei konstanter Dämpfungsbreite entsprechen würde. Die $I\,V_{\text{gem.}}$ sind in diesem Gebiet ebenfalls kleiner, als es der Wurzel aus dem $I\,V_{\text{w.}}$ entsprechen würde. Sie sind 1,74 für das 2., 2,34 für das 3., 2,8 für das 4. Glied (die Wurzeln aus dem $I\,V_{\text{w.}}$ dagegen sind: 2,04; 2,88 und 3,80).

Nun sind drei Meßpunkte für die Bestimmung der Neigung einer Geraden und die Bestimmung der Abstände der Geraden sehr wenig, und deshalb wurden die Meßpunkte in diesem Gebiet gehäuft.

2. *Die endgültigen Messungen.* Mit einem neuen Cs-Rohr (Neondruck wieder 3 mm) wurden Aufnahmen in dem in Frage stehenden Druckintervall von 1—10 mm bei einer Stromstärke von 6 Amp. gemacht.

Es wurden 6—9 Aufnahmen hintereinander ohne Löschen des Rohres ausgeführt, eine Aufnahmeserie dauerte insgesamt 18—26 Std.

Die Meßpunkte, die aus diesen Aufnahmen errechnet wurden, sind in Abb. 6 eingezeichnet. Abszissen und Ordinaten sind dieselben wie bei Abb. 5, der Maßstab für Ordinate und Abszisse ist der gleiche, damit die Neigung der Kurven direkt zu ersehen ist. Es wurden jetzt auch die starken Komponenten des 6. und 7. Gliedes und — allerdings nur fünf Meßpunkte — die schwache Komponente des 6. Gliedes ausgemessen. Die durchgezogenen Geraden sind aus den Meßpunkten mittels der kleinsten Quadrate berechnet worden. Die Punkte streuen um die Geraden, eine systematische Abweichung tritt nicht auf. Die Mehrzahl der Geraden verläuft wieder nahezu parallel, die gemessenen $I\,V$ sind unabhängig von N. Der Abstand der Geraden ist das Mittel aus den gemessenen $I\,V$.

Die Tab. 3 gibt die Neigung und die Abschnitte auf der Intensitätsachse, die durch die Mitte des untersuchten N-Gebietes gelegt wurde, wieder.

Tabelle 3

Gliednummer	Abschnitte für die Komponente: starke	schwache	Abstand $= \log I\,V_{\text{gem.}}$	Neigung für die Komponente: starke	schwache
2	0,840	0,594	0,246	0,372	0,367
3	0,717	0,333	0,384	0,443	0,444
4	0,278	−0,198	0,476	0,392	0,381
5	0,197	−0,518	0,715	0,421	0,711
6	0,040	−1,065	1,105	0,451	1,055
7	−0,117	—	—	0,841	—

Die Geraden sind also durchaus reproduzierbar, ebenso wie die Größe der Neigung: Sie hat im Mittel für die starken Komponenten des 2.—5. Gliedes und die schwachen Komponenten des 2.—4. Gliedes den Wert 0,4. Die Neigungen für die schwachen

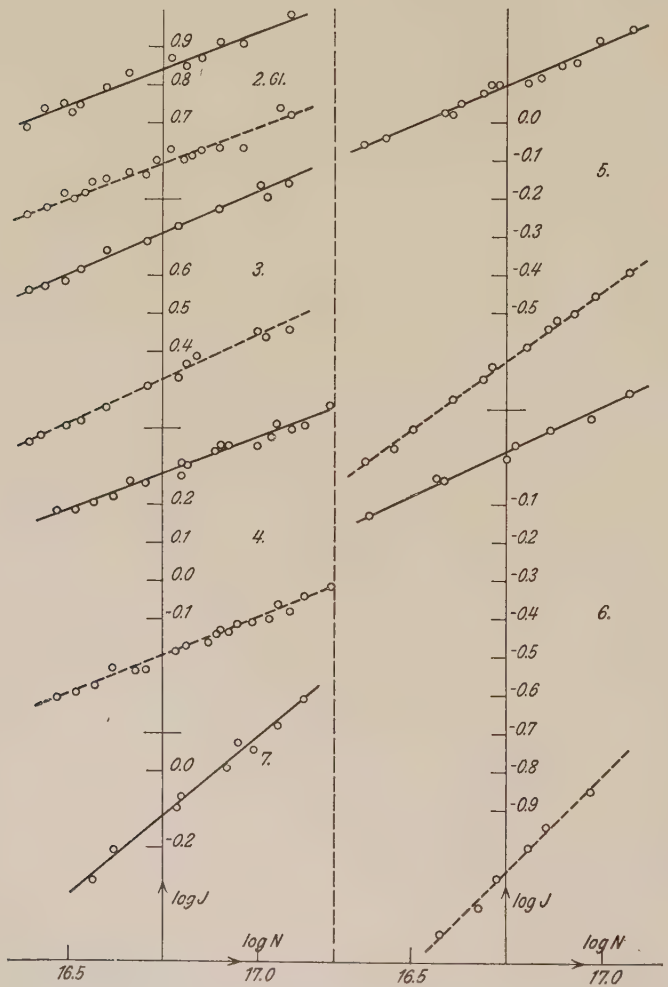

Abb. 6. Abhängigkeit der Intensität von der Anzahl der Atome im Kubikzentimeter (6 Amp., 3 mm Neondruck)

Komponenten des 5. und 6. Gliedes und für die starke Komponente des 7. Gliedes sind allerdings größer, sie liegen nicht mehr im Gebiet der „konstanten IV“. Für sie sind wahrscheinlich die Zentrenzahlen $\mathfrak{N}$ zufolge der kleinen f-Werte so gering, daß sie bereits aus diesem Gebiet herausfallen. Auch die Abstände der

Geraden sind innerhalb der Fehlergrenze reproduzierbar. Das gemessene IV ist wieder kleiner, als es dem Wurzelgebiet entsprechen würde.

Nur bei konstantem Parameter $P = \frac{\gamma}{b}$ sind, wie oben besprochen, die $\lg I$-Kurven im Wurzelgebiet Geraden mit der Neigung $^1/_2$. Ändert sich der Parameter, so wird diese Änderung bestimmend für den Verlauf der Kurven. Die Größe und Änderung des Parameters kann man überschlagsmäßig berechnen.

Es ist die Dopplerbreite $b = \frac{\omega_0}{C}\sqrt{\frac{2kT}{M}}$ (C = Konstante), wobei ω_0 die Frequenz und M die molekulare Masse ist. Die Dämpfungsbreite ist zusammengesetzt aus der Stoßdämpfung und der natürlichen Strahlungsdämpfung, die gegenüber der ersteren unter den vorliegenden Versuchsbedingungen zu vernachlässigen ist. Setzt man für γ die Lorentzsche Stoßformel an, die allerdings nur die Größenordnung angeben wird, da sie für überwiegenden Fremdgasdruck abgeleitet ist, so wird:

$$\gamma = \pi \varrho^2 N \sqrt{2\pi k T \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}}.$$

Hierbei ist ϱ die Summe der für den Stoß wirksamen Radien der Stoßpartner, m_1 und m_2 die Molekularmassen und $N = N_{Cs} + N_{Ne}$ die Anzahl der Atome im Kubikzentimeter. ϱ ist der „optische Stoßdurchmesser"; er ist größer als der gaskinetische und definiert als

$$\varrho_{opt.} = \varrho_{gask.} \cdot \sigma.$$

σ ist der Stoßfaktor, dessen Größe von Waibel[1]) für Cs bei Eigengasverbreiterung für das 4.—12. Cs-Hauptserienglied aus experimentellen Untersuchungen gefunden wurde. Rechnet man mit diesem Stoßfaktor auch für Caesium gegen Neon, so wird für eine Temperatur von 300° C für das 2. Caesiumglied

$$\gamma = 5{,}9 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}, \quad b = 3{,}7 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1},$$

also $P = 1{,}6$. Hiermit würde das Steilerwerden der Neigung für die schwachen Linien übereinstimmen, denn für $P > 1$ ist das Übergangsgebiet zur unendlich dünnen Schicht durch ein monotones Steilerwerden der Neigung bis zu einem Winkel von 45° gegeben.

Die Änderung des Parameters sieht man am besten aus den allgemeinen Formeln. Es ist

$$P \sim \frac{\varrho^2 N}{\omega_0} \sim \varrho^2 N \cdot \lambda \sim \varrho^2 \lambda \cdot \frac{p}{T}.$$

1) F. Waibel, a. a. O.

Der Parameter hängt nur von ϱ, p, T und λ ab, und er ändert sich bei festem ϱ und λ mit p/T, also im wesentlichen mit dem Druck. p läuft vom Anfangswert $p_a = 3 + 10$ mm bis zum Endwert $p_e = 3 + 1$ mm, wobei $T_a = 663^0$ K und $T_e = 593^0$ K ist.

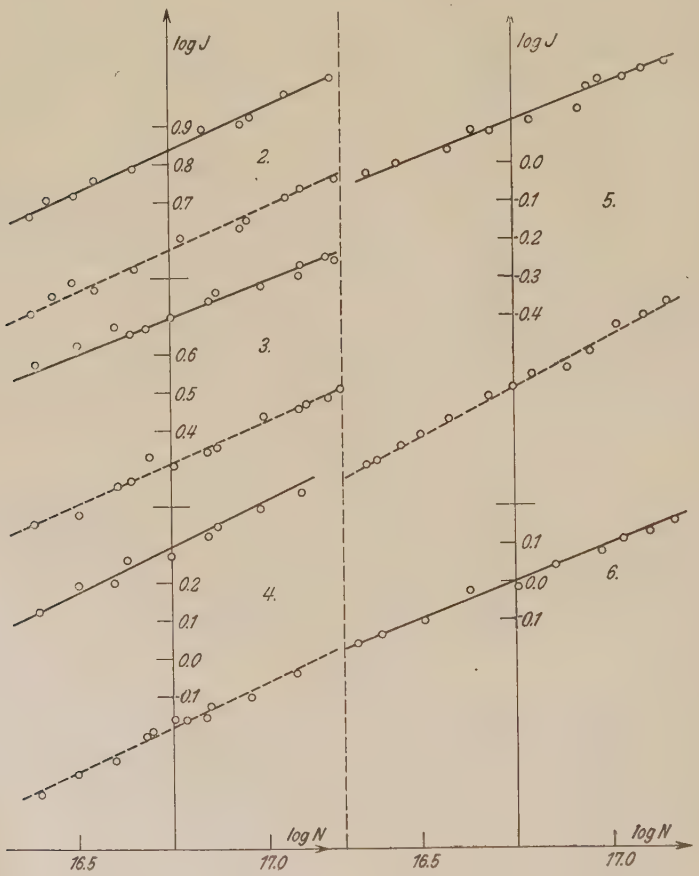

Abb. 7. Abhängigkeit der Intensität von der Anzahl der Atome im Kubikzentimeter (6 Amp., 15 mm Neondruck)

Damit ist das Verhältnis der Anfangs- und Endwerte des Parameters innerhalb einer Meßreihe:

$$\frac{P_a}{P_e} = \frac{p_a}{T_a} : \frac{p_e}{T_e} = 2{,}9\,.$$

Die Änderung des Parameters ist unabhängig von der Wellenlänge, er ändert sich für alle Linien um das 3fache, die Meßpunkte liegen daher unter Voraussetzung des Wurzelgebietes auf einer Geraden, deren Neigung *größer* als 0,5 ist. Die Neigung müßte den

Wert 0,63 haben. Dies steht im Gegensatz zu den experimentellen Ergebnissen.

Um diesen Sachverhalt eingehender zu prüfen, wurden jetzt Aufnahmen mit einem Cs-Rohr gemacht, das mit Neon von 15 mm Hg gefüllt war.

Damit ist die Änderung im gleichen N-Gebiet nur noch:

$$\frac{P_a}{P_e} = \frac{15+10}{663} : \frac{15+1}{593} = 1{,}6\,.$$

Die Ergebnisse dieser Aufnahmen sind in Abb. 7 aufgezeichnet. Es treten wieder die Geraden mit einer mittleren Neigung von 0,4 auf, die Abstände der Geraden sind innerhalb der Fehlergrenzen die gleichen, und die aus der einfachen Addition von Cs- und Neondruck erhaltene geringere Änderung des Parameters macht sich überhaupt nicht bemerkbar; der Neondruck hat in dieser Größenordnung keinen wesentlichen Einfluß.

Die Abweichung von der nach dem Wurzelgesetz erwarteten Neigung ist durch diese Messungen nochmals verifiziert.

V. Diskussion der Ergebnisse

Die Ergebnisse der Intensitätsmessungen in den benutzten Caesium–Neon-Entladungen sind überaus einfach. Es tritt ein Gebiet auf, in dem die gemessenen Intensitätsverhältnisse unabhängig vom Dampfdruck sind und in dem zugleich ein einfacher Zusammenhang zwischen den gemessenen Intensitäten und der Zahl der Atome im Kubikzentimeter besteht.

Diese beiden Eigenschaften sind übereinstimmend mit dem Charakteristikum des Wurzelgebiets, das bei einer Überlagerung von Dispersions- und Dopplerverteilung auftritt. Abweichend von den Gesetzmäßigkeiten des Wurzelgebiets sind die kleineren Intensitätsverhältnisse und die kleineren Neigungen der gemessenen Geraden.

Bevor man als Erklärung für diese experimentellen Tatsachen die Anregungsbedingungen in der Gasentladung verantwortlich macht, muß man sich noch über einige Fragen orientieren, die hierbei eine Rolle spielen können.

Erstens ist es möglich, daß die Temperatur des Caesiumzäpfchens nicht für die Zahl der Atome im Grundzustand maßgebend ist, da in Gasentladungen ein sehr hoher Ionisationsgrad auftreten kann. Ist dieser vom Dampfdruck abhängig, dann besteht keine lineare Beziehung zwischen der Zahl der Atome im Kubikzentimeter und der Zahl der Atome im Grundzustand, von denen die theoretischen Rechnungen ausgehen. Den Ionisationsgrad kann man überschlags-

mäßig aus der Langevinschen Beweglichkeitsformel berechnen [1]). Sie lautet

$$n_e = \frac{1{,}91 \cdot 10^{11} I \sqrt{V_0}}{\lambda_- E r^2}.$$

Hierbei ist I die Rohrstromstärke in Ampere, E die Spannung pro Zentimeter der positiven Säule in Volt, λ_- die freie Weglänge der Elektronen, r der Rohrradius, V_0 die Elektronentemperatur in Volt und n_e die Anzahl der Elektronen in der Achse, die auch gleich der Anzahl der Ionen ist. Die Verteilung der Ionen über den Querschnitt ist durch eine Besselfunktion gegeben, und man erhält nach Langmuir die Elektronenkonzentration im Querschnitt durch Multiplikation von n_e mit 0,70. Die Elektronentemperatur, die hier gebraucht wird, ist aus den Mohlerschen Messungen extrapoliert [2]), sie liegt zwischen 2600 und 2800° C. Die freie Weglänge λ_- ist ebenfalls von Mohler [2]) bestimmt worden. Der Ionisationsgrad wurde für verschiedene Elektronentemperaturen berechnet, wie aus Tab. 4 zu ersehen ist.

Tabelle 4

T_e in ° C	λ_-	Ionisationsgrad für	
		a) $p = 10$ mm, $E = {}^4/_3$ Volt in %	b) $p = 1$ mm, $E = {}^2/_3$ Volt in %
2500	500	1,0	0,48
2800	740	1,5	0,76
3000	840	1,8	0,90

Der Neondruck wurde bei diesen Rechnungen nicht berücksichtigt, da die freie Weglänge der Elektronen im Neon bedeutend größer ist als im Caesium. Der Ionisationsgrad ändert sich hiernach zwar mit dem Druck, aber er ist so klein, daß er bei den vorliegenden Versuchsbedingungen innerhalb der Meßgenauigkeit liegt und die Abszissen hinreichend genau die Zahl der Atome im Grundzustand wiedergeben.

Zweitens ist das Wurzelgesetz nicht für beliebig hohe $N \cdot f \cdot l$-Werte gültig, weil dann Abweichungen von der Dispersionsverteilung auftreten. Für relativ hohe Zentrenzahlen, und zwar bei Natrium bis zu $N \cdot f$-Werten von $1{,}6 \cdot 10^{14}$ pro Kubikzentimeter, haben z. B. Senftleben [3]) und Minkowski [4]) das Wurzelgesetz für reine Tem-

1) M.-J. Druyvestein, Ztschr. f. Phys. **77**. S. 459. 1932; Physica **1**. S. 24. 1933.

2) F. L. Mohler, a. a. O.

3) H. Senftleben, Ann. d. Phys. **47**. S. 960. 1915.

4) R. Minkowski, Ztschr. f. Phys. **26**. S. 839. 1926.

peraturanregung bestätigt. Die Zahl der Atome in dem bei meinen Messungen auftretenden Grenzgebiet liegt zwischen $1{,}4 \cdot 10^{16}$ bis $1{,}4 \cdot 10^{17}$ pro Kubikzentimeter. Den größten f-Wert bei den untersuchten Linien hat die starke Komponente des zweiten Gliedes; für sie ist nach Roschdestvenski[1]) $f = 1{,}07 \cdot 10^{-2}$. Damit liegen für sie die $N \cdot f$-Werte von $1{,}4 \cdot 10^{14}$ bis $1{,}4 \cdot 10^{15}$ pro Kubikzentimeter etwas über den $N \cdot f$-Werten von Senftleben und Minkowski, aber die $N \cdot f$-Werte der übrigen Linien liegen tiefer, und die Abweichung des gemessenen IV von der $\sqrt{IV_{w.}}$ legt die Annahme nahe, daß in der Gasentladung ein anderes Grenzgesetz auftritt.

Zunächst wurde untersucht, ob in dem Grenzgebiet ein einfacher Zusammenhang zwischen $IV_{gem.}$ und $IV_{w.}$ besteht.

Für das 2. Glied ist: $IV_{w.} = 4{,}14$ oder $\log IV_{w.} = 0{,}618$ (Mittelwert aus den Messungen von Roschdestvenski, Rasetti, Minkowski und Kohn-Jakob). Es war $\log IV_{gem.} = 0{,}246$ und es gilt innerhalb der Meßgenauigkeit

$$2{,}5 \log IV_{gem.} = \log IV_{w.},$$

$$2{,}5 \cdot 0{,}246 = 0{,}614.$$

Beim 2. Glied tritt also an Stelle der 2. Potenz die Potenz 2,5.

Wie ist es nun beim 3. und 4. Glied? In der Tab. 5 sind die $(IV_{gem.})^2$ neben den $(IV_{gem.})^{2,5}$ aufgestellt, sowie zum Vergleich die experimentellen Werte einiger Autoren und die nach Fermi berechneten $IV_{w.}$.

Tabelle 5

Glied-Nr.	$\log IV$	$(IV_{gem.})^2$	$(IV_{gem.})^{2,5}$	Fermi	Kohn-Jakob, Hübner	Rosch-destvenski	Sam-bursky
2	0,246	3,1	4,1	4,34	4,2	4,1	5
3	0,376	5,6	8,7	7,19	8,5	7,5	10
4	0,480	9,1	15,6	14,95	—	9,1	15,5

Die Übereinstimmung des $(IV_{gem.})^{2,5}$ mit den $IV_{w.}$ (Spalte 5—8) ist für das 3. Glied sehr gut. Beim 4. Glied ist die Abweichung des $(IV_{gem.})^{2,5}$ vom IV, das Roschdestvenski gemessen hat, sehr groß, die Übereinstimmung mit dem Samburskyschen und nach Fermi berechneten Werten dagegen ganz gut. Der Wert von Roschdestvenski ist für das 4. Glied aus einer Aufnahme erhalten worden und kein Mittelwert und deshalb nicht sehr zuverlässig.

1) D. Roschdestvenski, a. a. O.

Nach diesen Ergebnissen liegt die Vermutung nahe, daß in dem hier auftretenden Grenzgebiet für hohe Zentrenzahlen die Beziehung

$$(I\,V_{\text{g m.}})^{2,5} = I\,V_{\text{w.}} = \frac{f_1}{f_2}$$

besteht. Das bedeutet, der vertikale Abstand der Geraden, die für beide Komponenten in das Grenzgebiet fallen, ist:

$$\log I\,V_{\text{gem.}} = \frac{1}{2,5} \log I\,V_{\text{w.}} = 0{,}4\,(\log f_1 - \log f_2)\,.$$

0,4 war aber auch die Neigung der Geraden, woraus hervorgeht, daß der horizontale Abstand der Geraden für die Komponenten eines Gliedes $\log f_1 - \log f_2 = \log I\,V_{\text{w.}}$ ist. Die experimentell gefundenen Geraden sagen dann aus: $\log I = \operatorname{tg}\alpha \cdot \log(N f) + h(\lambda_1\, T_A)$, wenn man alle gemessenen Linien einbezieht. N und f treten nur im Produkt $N \cdot f$ auf. h ist konstant in bezug auf N und f und enthält die Abhängigkeit der gemessenen Intensität von der Wellenlänge und der Anregungstemperatur.

Die Wellenlängenabhängigkeit der gemessenen Intensitäten ist einmal durch die Selektivität der Apparatur und die Intensitätsverteilung der Bezugslichtquelle (Kinolampe) hervorgerufen, sie ist zum andern in der Stärke der Anregung und der Linienbreite enthalten. Die Abhängigkeit, die durch die experimentelle Ausführung der Intensitätsmessungen bewirkt ist, kann durch folgende Korrektionen ausgeglichen werden. 1. und 2.: Die Selektivität der Vorsatzfilter und der Rohrfenster muß berücksichtigt werden; 3. das Spektrum der Kinolampe muß auf gleiche Spaltbreite relativ zur Wellenlänge bezogen werden und 4. muß das Spektrum der Kinolampe an ein Spektrum konstanter oder bekannter Energieverteilung angeschlossen werden. Für die erste und zweite Korrektion wurde die Durchlässigkeit der Filter und der Fenster photographisch-photometrisch gemessen; für die dritte wurde die Lineardispersion auf der photographischen Platte festgestellt; für die vierte wurde das Spektrum der Kinolampe an das Spektrum einer Wolfram-Bandlampe (5 Volt, 22 Amp.) angeschlossen.

Die Energieverteilung der Wolfram-Bandlampe, d. h. das Emissionsvermögen $E_{\text{WB.}}$ wurde aus den von der PTR. angegebenen schwarzen Temperaturen

$$T_1 = 2391^0\,\text{C}\ (\lambda_1 = 650\ \text{m}\mu) \quad \text{und} \quad T_2 = 2522^0\,\text{C}\ (\lambda_2 = 334\ \text{m}\mu)$$

berechnet. Es ist

$$E_{\text{WB.}} = \frac{c_1}{\lambda^5}\, e^{-\frac{c_2}{\lambda T_F}} \cdot e_{\text{WB.}}\,, \tag{3}$$

wobei $e_{WB.}$ die Emissionskonstante und T_F die Farbtemperatur der Wolfram-Bandlampe ist; für sie gilt:

$$T_F = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\frac{\lambda_2}{T_1} - \frac{\lambda_1}{T_2}} = 2685^0\,\mathrm{K}.$$

In der Tab. 6 sind die einzelnen Korrektionen in $\Delta \lg I$ zusammengestellt.

Tabelle 6

	Korrektionen in $\Delta \lg I$ für die Wellenlängen						
	$\lambda = 457$	388	361	348	340	335	331 mμ
Filter	−0,400	−0,330	−0,220	−0,254	−0,312	−0,360	−0,380
Glaskorr. . . .	0,000	0,000	0,096	0,215	0,295	0,360	0,395
Dispers.	0,380	0,334	0,276	0,182	0,079	0,043	0,000
Kinolampe zu Wolfram-Bandlampe	−0,160	−0,225	−0,240	−0,260	−0,255	−0,250	−0,250
Gesamtkorr. . .	−0,180	−0,221	−0,088	−0,197	−0,193	−0,207	−0,253

Die korrigierten Abschnitte auf der Intensitätsachse für $\log N = 17{,}000$ sind aus Tab. 7 zu ersehen.

Tabelle 7

	Korrigierte Abschnitte für das						
	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8. Glied
Starke Komp. 3 mm Ne	0,660	0,496	0,190	0,080	−0,153	−0,324	−0,497
15 mm Ne	0,652	0,472	0,205	0,101	−0,091	−0,229	
Schwache Komp. 3 mm Ne	0,414	0,112	0,286	−0,635	−1,258		
15 mm Ne	0,406	0,096	−0,278	−0,615			

Die entsprechenden Geraden sind in der Abb. 8 gezeichnet. Man erkennt, daß die Geraden um so steiler verlaufen, je höher die Gliednummer ist, also für die kleinsten f-Werte. Die Neigung ist um so steiler, je kleiner die Intensität ist. Das Größerwerden der Neigung bedeutet, daß die $N \cdot f$-Werte der betreffenden Linien bereits unterhalb der Werte liegen, für die das „Grenzgesetz" gilt. Die $N \cdot f$-Werte sind für die schwache Komponente des 6. Gliedes so klein, daß sie anscheinend schon ins Gebiet der unendlich dünnen Schicht fallen, während die andern Geraden, deren Neigung größer als 0,4 ist, im Übergangsgebiet liegen, in dem die Geraden Näherungen darstellen. *Die in Abb. 8 gezeichneten Geraden sind demnach als Teile einer einheitlichen Kurve aufzufassen, die übereinander liegen, da N und nicht $N \cdot f$ aufgetragen ist. Gelingt es, diese Kurve zusammenzusetzen, so kann man aus ihr auch die wahren Intensitäts-*

verhältnisse für die höheren Serienglieder ablesen und die Intensitätsverhältnisse von Glied zu Glied bestimmen.

Nun sind die Intensitäten der Linien auch noch durch die Stärke der Anregung und die Linienbreite von λ abhängig. Für die gemessenen Intensitäten gilt nach den experimentellen Ergebnissen:

$$\log I = \operatorname{tg}\alpha \cdot \log(N \cdot f) + h(\lambda_1 T_A).$$

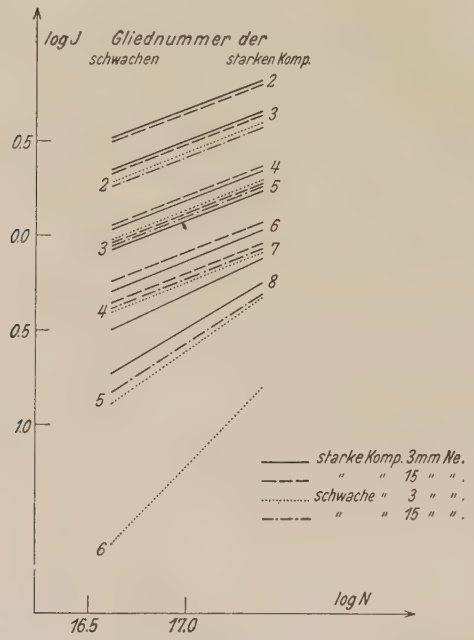

Abb. 8. Abhängigkeit der Intensität von der Anzahl der Atome im Kubikzentimeter

Das Emissionsvermögen der Linien ist, da die Intensitäten auf das Emissionsvermögen $E_{\text{WB.}}(\lambda)$ der Wolfram-Bandlampe bezogen sind:

$$E = I \cdot E_{\text{WB.}}(\lambda) \cdot \text{const}.$$

Geht man zum Absorptionsvermögen über, so wird

$$A = \frac{E}{\frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_A}}} = \frac{I \cdot E_{\text{WB.}}(\lambda)}{\frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_A}}},$$

und es wird $\log A$, wenn man für $E_{\text{WB.}}(\lambda)$ den Wert aus Gl. (3) einsetzt:

$$\log A = \operatorname{tg}\alpha \cdot \log(N \cdot f) + \omega(\lambda) + \frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_F}\right) + \text{const}.$$

In dieser Form erkennt man die Wellenlängenabhängigkeit sehr gut, sie tritt erstens in dem Glied mit der Anregungstemperatur auf, und ist zweitens in einem Glied $\omega(\lambda)$ vorhanden, das durch die von λ abhängige Linienbreite hereinkommt. Von den Geradenabschnitten, die in Abb. 8 gezeichnet sind, muß $\omega(\lambda)$ und

$$\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_A}-\frac{1}{T_F}\right)$$

abgezogen werden, damit alle Relativintensitäten unabhängig von λ werden und die Ordinaten in $\log A$ übergehen.

Da man weder weiß, wie die Wellenlängenabhängigkeit in der Linienbreite enthalten ist, noch genaue Angaben über die Anregungstemperatur machen kann, ist eine quantitative Aussage über die IV der höheren Serienglieder, sowie der Intensitätsverhältnisse von Glied zu Glied nicht zu machen.

Wenn man annimmt, daß $|T_A - T_F| < 400^0$ ist, also für alle Linien der Caesiumhauptserie zwischen 2285 und 3085° K liegt, so liegt das $IV_{\text{w.}}$ für das 5. Glied zwischen 50 und 80, und für das 6. Glied zwischen 110 und 170. Die $IV_{\text{w.}}$ wachsen demnach stark an, und das von Sambursky beobachtete Abnehmen der Intensitätsverhältnisse vom 6. Glied an tritt nicht auf. Auch das wahre Intensitätsverhältnis für das 7. Glied muß noch anwachsen, da die Intensitäten der schwachen Komponente dieses Gliedes selbst bei hohen Dampfdrucken keine erkennbare Schwärzung auf der Platte hervorrufen, während die Intensität der starken Komponente des 6. Gliedes nur 1,6 mal größer ist, als die starke Komponente des 7. Gliedes.

VI. Zusammenfassung

Mit der photographisch-photometrischen Methode wurden Emissionsmessungen an den Hauptseriengliedern des Caesiums in Caesium–Neon-Entladungen ausgeführt, um zu untersuchen, ob solche Messungen geeignet sind, die wahren Intensitätsverhältnisse bzw. das Verhältnis der Oszillatorenstärken für die Dublettkomponenten der Serienglieder zu bestimmen.

Die Ergebnisse der Arbeit zeigen, daß Emissionsmessungen in Gasentladungen, also Lumineszenzstrahlern, für die Bestimmung der wahren Intensitätsverhältnisse durchaus verwendet werden können, da in der Gasentladung ein „Grenzgebiet“ für hohe $N \cdot f$-Werte auftritt, in dem die gemessenen Intensitätsverhältnisse unabhängig vom Dampfdruck sind. Für die hier benutzte Gasentladung bestehen die Beziehungen $[(IV_{\text{gem.}})^{2,5} = IV_{\text{w.}}$ und

$A = (N \cdot f)^{0,4}$ const]; ob sie allgemeine Gültigkeit besitzen, müssen erst weitere Messungen zeigen.

Vorläufig läßt sich nur sagen, daß sich das Gebiet konstanter Intensitätsverhältnisse über ein $N \cdot f$-Intervall von etwa drei Zehnerpotenzen erstreckt, und daß es bei ähnlichen Werten in das Gebiet der unendlich dünnen Schicht einmündet wie das Wurzelgebiet, das für Temperaturstrahler gilt.

Die wahren Intensitätsverhältnisse des 2., 3. und 4. Gliedes konnten direkt aus den gemessenen Intensitätsverhältnissen bestimmt werden, da für diese Glieder beide Komponenten im Gebiet konstanter Intensitätsverhältnisse liegen; die für das 5. und 6. Glied konnten nur aus dem gemessenen Verlauf der Gesamtintensität in Abhängigkeit vom Dampfdruck berechnet werden, da die schwachen Komponenten aus dem Gebiet konstanter Intensitätsverhältnisse herausfallen. Es konnte für diese beiden Glieder nur ein Intervall angegeben werden, in dem die wahren Intensitätsverhältnisse liegen. Die erhaltenen Intensitätsverhältnisse sind für das

2. Glied	4,1
3. „	8,7
4. „	15,6
5. „	50—80
6. „	110—170.

Sie wachsen also mit der Gliednummer sehr stark an und zeigen nicht die Abnahme, die nach den Sambursky schen Messungen beim 6. Glied zu erwarten wäre.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Breslau ausgeführt. Dem Direktor des Institutes, Herrn Prof. Dr. Cl. Schaefer, bin ich für Überlassung der Institutsmittel und sein wohlwollendes Interesse an meiner Arbeit zu größtem Dank verpflichtet.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft, dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, sowie der Helmholtz-Gesellschaft sage ich für die Überlassung von Apparaten und Mitteln zur Herstellung der Entladungsrohre meinen aufrichtigen Dank.

Lebenslauf

Am 5. Juni 1905 wurde ich als Tochter des inzwischen verstorbenen Universitätsprofessors Dr. Albert Beutell und seiner Frau Anni geb. Schlattmann in Santiago de Chile geboren. Ich bin arischer Abstammung und deutsche Staatsangehörige.

Bis Ostern 1913 besuchte ich die Hankesche Privatschule in Breslau, dann anschließend bis Ostern 1921 das Realgymnasium der Städtischen Viktoriaschule in Breslau, bereitete mich dann privat für die Reifeprüfung vor, welche ich Ostern 1924 an der Gerhardt-Hauptmann-Oberrealschule in Breslau bestand. Darauf studierte ich an der Breslauer Universität Mathematik, Physik und Astronomie und arbeitete ab 1933, nachdem ich mein Studium krankheitshalber mehrere Male unterbrechen mußte, im Physikalischen Institut der Universität zu Breslau an der vorstehenden Dissertation.

Margot Beutell.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig 286/39